УДК 621.78.044.7

В.Н. ПУСТОВОЙТ, Ю.В. ДОЛГАЧЕВ,
Ю.А. КОРНИЛОВ, О.Ю. СОРОЧКИНА

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ПЕРЕД МАРТЕНСИТНЫМ ПРЕВРАЩЕНИЕМ И ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЭТИХ УСЛОВИЯХ

Проанализированы термодинамические условия, соответствующие неустойчивости кристаллической решётки перед мартенситным превращением, рассмотрены явления, возникающие в состоянии неустойчивости, проведён теоретический анализ возможных структурных состояний, обнаруживаемых экспериментально, описано явление сверхпластичности мартенситного превращения при растяжении в интервале $M_н$-$M_д$ и влияние, оказываемое магнитным полем в этом интервале.
Ключевые слова: *кристаллическая решётка, мартенситное превращение, сверхпластичность, магнитное поле.*

Введение. Работы, посвященные изучению особенностей протекания фазовых превращений в магнитном поле [1-5], показывают, что постоянное магнитное поле напряженностью более 300 кА/м оказывает каталитическое влияние на кинетику фазовых переходов, если исходная фаза неферромагнитна, а продукты превращения обладают ферромагнитными свойствами. Однако в этих работах научный подход к обсуждению наблюдаемых явлений не учитывает наличия сверхпластичности превращения и потери устойчивости решетки аустенита перед началом фазовой реакции.

Постановка задачи. Ставились следующие задачи: проанализировать термодинамические условия, соответствующие неустойчивости кристаллической решётки аустенита перед мартенситным превращением, рассмотреть явления, возникающие в состоянии неустойчивости, провести теоретический анализ возможных структурных состояний, обнаруживаемых экспериментально, рассмотреть явление сверхпластичности мартенситного превращения при растяжении в температурном интервале $M_н$-$M_д$ и влияние оказываемое магнитным полем.

Методы исследований. Для проведения экспериментальных работ создано методическое обеспечение, которое позволило осуществить задачу исследований. Механические испытания выполняли на разрывной машине 2054 Р-5 с записью диаграммы деформации в диапазоне нагрузок 0÷50 кН. Деформацию образцов осуществляли в интервале температур $М_д$ - $М_н$. Для испытания при низких температурах (до -70 °С) разрывная машина была оснащена криостатом. Образец помещался в криостат, залитый техническим ацетоном (ГОСТ 2768-84), температуру снижали, добавляя в ацетон сухой лед (ГОСТ 12162-77). Для измерения температуры использовали медьконстантановую термопару с рабочим диапазоном температур от -270 до 400 °С (ГОСТ 6616-94). Также были осуществлены подбор и компоновка оборудования для создания магнитного поля, оснастки для нагревания и охлаждения. Для получения постоянных магнитных полей напряженностью до 2,0 МА/м применяли электромагнит ФЛ-1. При проведении исследований применяли образцы из стали ХГ и модельного сплава 26Н30.

Результаты эксперимента и их обсуждение. Термодинамическая система является устойчивой при условии минимальности термодинамического потенциала *G (Xi)* (*Xi* - обобщённые термодинамические координаты): $\frac{\partial G}{\partial X_i} = 0$, $\frac{\partial^2 G}{\partial X_i^2} > 0$. При $\frac{\partial G}{\partial X_i} = 0$, $\frac{\partial^2 G}{\partial X_i^2} < 0$ термодинамический потенциал максимален, а состояние системы неустойчиво. Граница устойчивости системы соответствует $\frac{\partial^2 G}{\partial X_i^2} = 0$. Для фазовых превращений, которые не связаны с перераспределением компонентов, и могут быть осуществлены путем однородной деформации элементарной ячейки, т.е. для мартенситных превращений, параметром, описывающим превращение, служит деформация решётки при превращении ε. Тогда граница термодинамической устойчивости исходной фазы, она же является и границей её механической устойчивости, определяется условием $\frac{\partial^2 G}{\partial \varepsilon^2} = c = 0$ [6], т.е. обращением в нуль модуля упругости *c*, связанного с деформацией превращения.

Точка фазового перехода второго рода является точкой потери устойчивости для каждой из фаз. Таким образом, если превращение является структурным и разложение термодинамического потенциала в теории Ландау [6] ведется по параметру ε (деформация превращения), то при приближении к точке фазового перехода второго рода модули упругости обеих фаз, соответствующие деформации превращения, должны уменьшаться и обращаться в нуль в самой точке фазового перехода (рис.1,а).

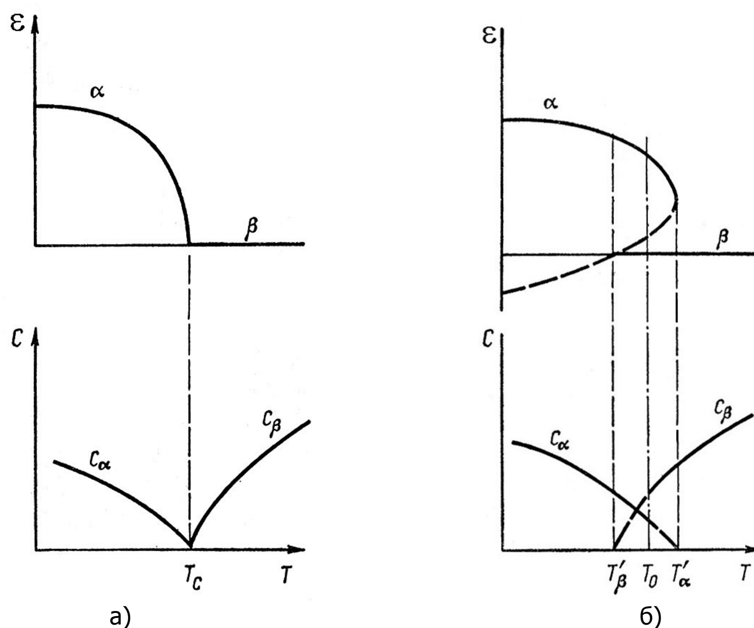


Рис.1. Изменение деформации превращения ε и модулей упругости *c* при фазовых переходах второго (а) и первого (б) рода

В большинстве случаев структурные фазовые переходы являются переходами первого рода. Однако, если в принципе превращение может быть непрерывным и деформация решётки при переходе невелика ("фазовые переходы 1-го рода, близкие к переходам 2-го рода"), то они также могут быть рассмотрены в рамках теории Ландау. С одной стороны, для таких превращений характерно наличие гистерезиса и области сосуществования двух фаз, как для фазовых переходов первого рода. С другой стороны, при приближении к точке перехода сближаются структуры фаз, например, за счёт уменьшения степени тетрагональности тетрагональной фазы при переходе типа "куб - тетрагон" и уменьшаются определённые константы упругости обеих фаз (константы упругости $c' = \frac{c_{11} - c_{12}}{2}$ в случае переходов "куб - тетрагон"), рис.1,б. Константы упругости обеих фаз остаются конечными в точке фазового равновесия T_o, но обращаются в ноль за точкой T_o, в точках потери устойчивости фаз T'_α и T'_β соответственно.

Описанное поведение констант упругости подтверждается данными, полученными в работе [7], где была исследована температурная зависимость упругой константы $c' = \frac{c_{11} - c_{12}}{2}$ для сплавов Ni-Al ($M_н \approx 278$ K) и Cu-Al-Zn ($M_н \approx 273$ K). С уменьшением температуры наблюдается уменьшение c'. Эти результаты предполагают, что неустойчивость решётки возникает в обоих сплавах до мартенситного превращения.

В ряде случаев состояния неустойчивости кристаллической решётки вблизи точки мартенситного превращения характеризуются ближним порядком атомных смещений. Их описывают с помощью представления о флуктуационных волнах смещений [8, 9], что позволяет анализировать картины диффузного рассеяния электронов и рентгеновских лучей. Электронно-дифракционным и рентгеноструктурным методами в работе [10] обнаружено и исследовано диффузное рассеяние в аустените и мартенсите сплавов Fe-Ni (27 - 50% Ni) в интервале температур от -130 до 600 ^oC. Наблюдается закономерная трансформация диффузного рассеяния, связанная с изменением атомно-кристаллической структуры аустенита и мартенсита при приближении к температурам начала прямого $M_н$ и обратного $A_н$ мартенситных превращений. Диффузное рассеяние описывается спектром флуктуационных волн смещений и свидетельствует о наличии значительных смещений атомов, обусловленных "размягчением" кристаллической решётки вблизи точек $M_н$ и $A_н$. Но из наблюдаемого рассеяния однозначно не следует, являются ли вблизи точки превращения смещения атомов квазистатическими, отвечающими за ближний порядок, или динамическими (тепловыми). Представляет интерес теоретический анализ возможных структурных состояний, обнаруживаемых экспериментально, и определение наиболее устойчивых термодинамических координаций атомов, формирующих ближний порядок смещений.

Задача о нахождении условий, при которых возможны квазистатические смещения, состоит в определении условных минимумов свободной энергии *G(S(h))*, являющейся функционалом от смещений атомов из узлов *(h)* исходной фазы. Их относительная устойчивость и вероятность возникновения зависят от топологии гиперповерхности *G*, определяемой

силами связи атомов. Вид функции *S(h)* определяется из анализа диффузного рассеяния и кристаллогеометрии возможных структурных состояний. В общем случае бездиффузионной перестройки (рассматриваются коротковолновые смещения, для которых энергия деформации окружающих не превращённых областей минимальна):

$$S(h) = \sum_i A_i w(l_i)\sin(l_i h + \varphi_i), \qquad (1)$$

где A_i - амплитуда; l_i - волновой вектор; $w(l_i)$ - вектор поляризации; φ_i - фаза i-й волны.

Решим вопрос о форме и вероятности образования областей с ближним порядком смещений. Если они имеют вид пластин, образованных плотноупакованными плоскостями, сдвиг которых относительно друг друга описывается одной волной, то изменение свободной энергии:

$$G = \frac{N_{am}}{4d}\int dx\left[g(A(x)) + \tau\left(\frac{dA}{dx}\right)^2\right], \qquad (2)$$

где N_{am} - число принадлежащих плоскости атомов; d - межплоскостное расстояние; τ - постоянная, необходимость которой обсуждалась в работе [8], играет роль поверхностной энергии. Ось x нормальна к плоскостям. При выводе (2) предполагалось, что характерный линейный масштаб неоднородности $A(x)$ значительно больше радиуса межатомных сил. В точке локального минимума: $\delta G = 0, \delta^2 G > 0$. Из равенства нулю первой вариации G получаем уравнение для $A(x)$, решения которого при $T \approx T_0$ (T_0 - температура термодинамического равновесия двух фаз) имеют вид периодических стационарных волн:

$$A(x) = A(0) - y_1 y_2 \frac{sn^2(rx,\varphi)}{y_1 + y_2 cn^2(rx,\varphi)}. \qquad (3)$$

Для случая (3), применяя методы квантовой механики, получаем приближенное условие:

$$\left(\frac{d^2 g}{dA^2}\right)_{A=A(0)} \geq \left|\frac{d^2 g}{dA^2}\right|_{A=A_c}, \qquad (4)$$

где A_c отвечает высоте потенциального барьера $g(A)$.

Условие (4) определяет те распределения (2), которые приводят к минимуму G. Если характеризовать локальную область размером H таким, что $A(|x| = \frac{H}{2}) = A_c$, то можно получить минимально возможный размер флуктуации H_{min}, соответствующий точке перевала G. При $T \geq T_0$, выражая H_{min} через константы упругости c и используя значения [9, 11], получаем: $H_{\min} \cong 6d\sqrt{\left(\frac{c_{11} + c_{44} - 2c'}{2c' + c_{44}}\right)} \approx 10\,\mathring{A}$, что совпадает со средней величиной критического размера ферромагнитных нанокластеров (~ 1 нм), которые имеют место в парамагнитном аустените [12]. Вероятность же флуктуационного образования локальной области с ближним порядком смещений:

$\exp(\frac{-E}{kT})$, где E - энергия распределения $A(x)$ (2) для минимальной флуктуации.

Таким образом, из термодинамической теории предмартенситных состояний, аналогичной теории распада твердых растворов, следует, что вблизи точки мартенситного превращения существуют локальные области с ближним порядком смещений. Эти области, в отличие от френкелевских флуктуаций, характеризуются постепенным уменьшением порядка с удалением от центра флуктуации и отсутствием чёткой межфазной границы. На дифракционных картинах им соответствуют области диффузного рассеяния, интенсивность которого определяется Фурье-образом $A(x)$. Основные характеристики этих состояний можно связать с упругими модулями исходной фазы.

Флуктуации волн смещений "подготавливают" кристаллическую решётку к мартенситному превращению; таким образом, области с ближним порядком смещений играют роль зародышей мартенсита. Минимально возможный размер флуктуации (~ 1 нм) сопоставим с размерами критического зародыша мартенсита, вычисленными исходя из дислокационной модели мартенситного зародыша Ю.Н. Петрова (критический радиус зародыша 3 нм, его критическая полутолщина 0,125 нм [13]). В таких областях, вследствие неустойчивости кристаллической решётки, наблюдается уменьшение констант упругости практически до нуля и достаточно даже небольших напряжений, что бы инициировать мартенситное превращение. Как было показано в работе [12], до начала мартенситного превращения в парамагнитной матрице аустенита возникают ферромагнитные нанокластеры. С большой степенью вероятности в местах их образования можно ожидать возникновения флуктуаций волн смещения. В условиях воздействия внешним магнитным полем ферромагнитные нанокластеры, восприняв энергию магнитного поля через магнитострикционные напряжения, будут изменять поля упругих сил в кристаллической решетке, в том числе и в областях с ближним порядком смещений (где сделать это намного легче). Изменение полей упругих сил в микрообъемах атомной решетки матрицы способствует снижению энергетического барьера для образования зародышевого центра критического размера.

Неустойчивость кристаллической решётки перед мартенситным превращением может иметь определяющее значение для возникновения такого явления, как сверхпластичность мартенситного превращения.

Для наблюдения явления сверхпластичности был проведён эксперимент с метастабильным аустенитным сплавом 26Н30 ($M_н$ = -60 °С, $M_д$=25 °С), который испытывали в интервале температур $М_н$ - $М_д$. Зависимость механических свойств от температуры испытания при растяжении изображена на рис.2.

Как видно, в интервале $M_н$ - $M_д$ наблюдается пик сверхпластичности, где относительное удлинение составляет почти 100 %. Такое удлинение объясняется предмартенситной неустойчивостью кристаллической решётки, а также тем, что при возникновении в результате деформации мартенситных кристаллов снимаются высокие локальные напряжения и тем самым предотвращается образование и сосредоточение шейки.

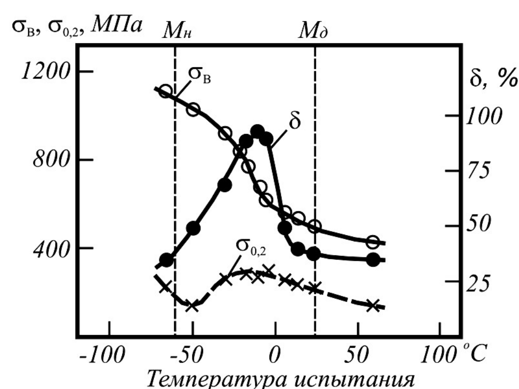


Рис.2. Влияние температуры испытания
на механические свойства
при растяжении сплава 26Н30

Непосредственно перед температурой $M_н$ наблюдается аномальная обратная зависимость предела текучести. Падение предела текучести метастабильной аустенитной стали перед $M_н$ связано с тем, что при растяжении вблизи $M_н$ упругие напряжения вызывают мгновенное образование большого количества кристаллов мартенсита, что приводит к заметной макродеформации, срыву на диаграммах растяжения вследствие развития мартенситного превращения. Повышение $\sigma_{0,2}$ происходит после того, как появляющиеся мартенситные кристаллы станут выполнять роль каркаса при растяжении образца.

Поскольку мартенситное превращение осуществляется кооперативным сдвиговым движением атомов, то прикладываемые упругие напряжения способствуют превращению. Однако роль деформации в мартенситном превращении весьма сложна. Для понимания мартенситного превращения, вызванного деформацией, будет продуктивней рассматривать не влияние деформации, а влияние приложенного напряжения.

На рис.3 показано температурное изменение химической свободной энергии мартенсита и аустенита, T_o - температура, при которой аустенит и мартенсит находятся в термодинамическом равновесии. Разность свободных энергий аустенита γ и мартенсита α $\Delta G_{M_н}^{\gamma \to \alpha}$ при температуре $M_н$ является критической движущей силой для начала мартенситного превращения. Когда к аустениту при температуре T_1 между ($M_н$ и T_o) прикладываются напряжения, то движущая сила превращения F, обусловленная напряжениями, складывается с химической движущей силой $\Delta G_{T_1}^{\gamma \to \alpha}$. Мартенситное превращение начинается при критическом напряжении, когда полная движущая сила эквивалентна $\Delta G_{M_н}^{\gamma \to \alpha}$. На рис.3 $F_{кр} = \Delta G_{M_н}^{\gamma \to \alpha} - \Delta G_{T_1}^{\gamma \to \alpha}$ представляет собой критическую движущую силу, необходимую для мартенситного превращения, вызванного напряжением при T_1. Значение этой движущей силы превращения зависит от напряжения и ориен-тации превращающейся мартенситной пластины (углы α и θ в формуле (6)) относительно приложенного напряжения:

$$F_{кр} = \tau \gamma_0 + \sigma \varepsilon_n , \qquad (5)$$

где τ - напряжение сдвига, действующее вдоль направления сдвига при превращении в габитусной плоскости мартенсита; γ_0 - сдвиговая деформация при превращении вдоль направления сдвига деформации формы в плоскости габитуса; σ - нормальная компонента напряжения, действующая перпендикулярно габитусной плоскости; ε_n - дилатационная компонента деформации формы при превращении.

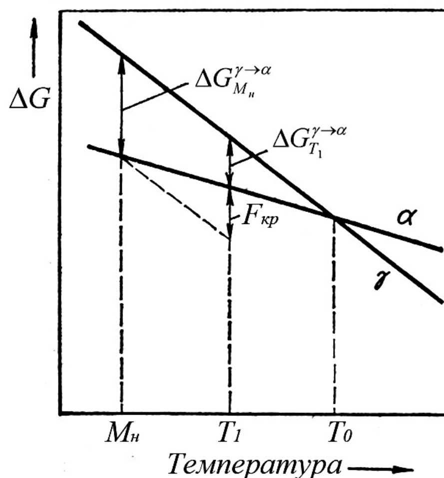


Рис.3. Диаграмма изменения химической свободной энергии мартенситного превращения ΔG

Когда к образцу прикладывается напряжение σ_1, то для любой данной ориентации мартенситной пластины τ и σ можно выразить следующим образом:

$$\tau = \frac{1}{2}\sigma_1(\sin 2\theta)\cos\alpha\ ; \quad \sigma = \frac{1}{2}\sigma_1(1+\cos 2\theta), \tag{6}$$

где σ_1 - абсолютная величина прикладываемого напряжения; θ - угол между осью прикладываемого напряжения и нормалью к габитусной плоскости; α - угол между направлением сдвига при превращении и направлением максимального сдвига в габитусной плоскости, индуцированного прикладываемым напряжением. Исходя из уравнений (5) и (6), движущую силу превращения, обусловленную прикладываемым напряжением σ_1, можно выразить в виде:

$$F = \frac{1}{2}\sigma_1(\gamma_0(\sin 2\theta)\cos\alpha \pm \varepsilon_0(1+\cos 2\theta)). \tag{7}$$

Когда мартенситное превращение индуцируется прикладываемым к поликристаллическому аустениту напряжением, а ориентации зерен в аустените распределены хаотически, первой образуется та мартенситная пластина, ориентация которой обеспечивает максимальную величину F. Максимальное значение F достигается при условии $\alpha = 0$ и $\frac{dU}{d\theta} = 0$, что позволяет выразить критическую движущую силу приложенного напряжения в виде:

$$F_{кр} = \frac{1}{2}\sigma_1'(\gamma_0 \sin 2\theta' \pm \varepsilon_0(1 + \cos 2\theta')) , \quad (8)$$

где σ_1' - критическое прикладываемое напряжение, необходимое для начала мартенситного превращения.

В случае воздействия магнитным полем в процессе мартенситного превращения характерной особенностью образования мартенсита напряжения в температурном интервале сверхпластичности является наличие преимущественной ориентировки кристаллов в направлении вектора магнитного потока. Это особенно заметно для кристаллов мартенсита напряжения, образующихся первыми при температуре выше $M_н$. На рис.4, 5 показаны результаты эксперимента, полученные при закалке образцов стали ХГ от температуры 1100°С в продольном магнитном поле напряженностью 1,6 МА/м.

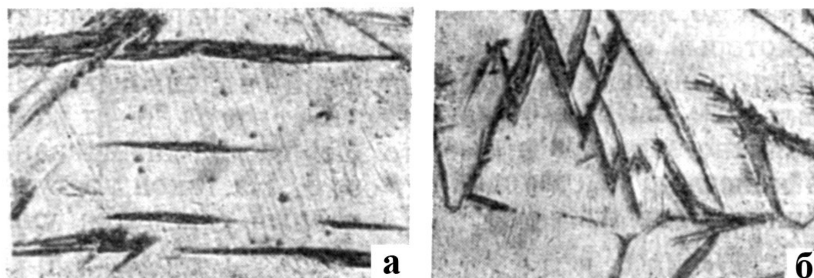


Рис.4. Фрагменты структуры (х300) стали ХГ после закалки в магнитном поле (а) и без поля (б)

Как видно на рис.4, при охлаждении в магнитном поле кристаллы мартенсита ориентируются в энергетически выгодном направлении, совпадающем с направлением вектора напряженности *Н* внешнего магнитного поля. Практически полный ориентированный рост можно наблюдать только

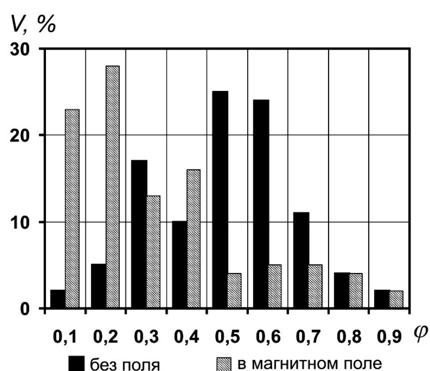


Рис.5. Гистограммы распределения углов между направлениями вектора Н и длинной осью мартенситного кристалла после закалки

для появляющихся первыми кристаллов мартенсита, а последующие кристаллы в результате постоянно меняющегося с понижением температуры состояния матрицы образуют характерную фермоподобную структуру. Однако в целом по образцу структура мартенсита оказывается

более ориентированной после закалки в магнитном поле (рис.5). По-видимому, такая однородность может способствовать лучшей аккомодации мартенситных кристаллов, расположенных в соседних зернах аустенита и снижению локальных "пиковых" напряжений, вызывающих преждевременное разрушение.

Ориентированность кристаллов мартенсита напряжения можно объяснить тем, что в первую очередь мартенситное превращение реализуется на тех зародышах, которые расположены благоприятно к полю. Как уже говорилось выше, первыми образуются те мартенситные пластины, ориентация которых обеспечивает максимальную величину движущей силы превращения *F*, обусловленной приложенным напряжением. Кроме того, под воздействием энергии внешнего магнитного поля образование кристаллов мартенсита вдоль вектора магнитной напряженности *H* более энергетически выгодно. Если же рассматривать намагниченный до насыщения однодоменный мартенситный кристалл как некоторый однородный объем *V*, имеющий форму эллипсоида вращения, длинная ось которого при росте образует угол Θ с направлением внешнего магнитного поля, то энергию намагничивания можно записать в виде $W_м = I_s VH \cos\Theta$. На такой растущий кристалл действует крутящий момент $\frac{dW_м}{d\Theta} = -I_s VH \sin\Theta$, который стремится уменьшить угол Θ. В результате действия крутящего момента на краях каждого неблагоприятно ориентированного кристалла возникают чрезвычайно малые силы, не превышающие для самых крупных частиц десятка грамм. Тем не менее, для ансамбля, состоящего из большого числа кристаллов, при одновременном вкладе энергии магнитострикционных деформаций и кристаллографической магнитной анизотропии, процессы связанные со стремлением кристалла к повороту под действием момента, могут оказать определенное влияние на развитие превращения в условиях сверхпластичного аустенита. С учетом явления неустойчивости решетки в момент $\gamma\to\alpha$ перехода, характерного для сверхпластичности превращения, решающее влияние могут оказать и весьма малые нагрузки.

Под воздействием внешнего магнитного поля при температурах $М_н$-$М_д$ в ферромагнитноупорядоченных нанокластерах, возможность существования которых обсуждалась в работе [12], возникают магнитострикционные напряжения. Когда эти напряжения прикладываются к сверхпластичному аустениту, то движущая сила превращения $F_{кр}^{H}$, обусловленная магнитострикционными напряжениями, складывается с химической движущей силой $\Delta G_T^{\gamma\to\alpha}$. Как уже упоминалось выше, мартенситное превращение начинается при критическом напряжении, когда полная движущая сила эквивалентна $\Delta G_{M_н}^{\gamma\to\alpha}$ (см.рис.3). Следовательно, создаваемая магнитострикционными напряжениями движущая сила превращения $F_{кр}^{H}$ позволяет реализовать мартенситное превращение выше $М_н$.

Выводы. Таким образом, перед началом мартенситного превращения наблюдается неустойчивость кристаллической решётки, что сопровождается падением констант упругости в точке превращения практически до нуля и

обусловливает наличие сверхпластичности в интервале $M_н$-$M_д$. В результате воздействия внешним магнитным полем в этом интервале температур возникающие магнитострикционные напряжения в ферромагнитноупорядоченных нанокластерах аустенита в условиях сверхпластичности инициируют образование мартенсита напряжения (*stress-assisted martensite)*.

Библиографический список

1. Бернштейн М.Л. Термическая обработка стальных изделий в магнитном поле / М.Л. Бернштейн, В.Н. Пустовойт. – М.: Машиностроение, 1987. – 425 с.

2. Пустовойт В.Н. Термодинамика, механизм и кинетика фазовых переходов в стали в условиях действия внешнего магнитного поля / В.Н. Пустовойт // Вестник ДГТУ. – 2005. – Т.5. – №3. – С.427-447.

3. Корнилов Ю.А. Влияние магнитного поля на аустенитно-мартенситное превращение в легированных инструментальных сталях / Ю.А.Корнилов, О.Ю.Сорочкина // Вестник ДГТУ. – 2004. – Т.4. – №1. – С.71-75.

4. Xin Jiang Hao, Hideyuki Ohtsuka Effect of High Magnetic Field on Phase Transformation Temperature in Fe-C Alloys// Materials Transactions, 2004. – V.45. – № 8. – P.2622-2625.

5. Ken'ichi Shimizu, Tomoyuki Kakeshita Effect of Magnetic Fields on martensitic Transformations in Ferrous Alloys and Steels// ISIJ International, 1989. – Vol.29. – No. 2. – P.97-116.

6. Ландау Л.Д. Статистическая физика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. – М.: Наука, 1976. – Ч.1. – 583 с.

7. Enami K., Hasunuma J., Nagasava A., Nenno S. Elastic softening and electron-diffraction anomalies prior to the martensitic transformation in a Ni-Al β_1 alloy// *Scripta Metallurgica*, 1976. – V.10. – P.879-884.

8. Mori M., Jamada J., Shirane G. Soft phonon mode at the martensitic phase transformation of $AuCuZn_2$.-Sol. State Comm., 1975, 17. – № 2. – P. 127-130.

9. Teklu A., Ledbetter H., Kim H., Boatner L.A., McGuire M., Keppens V. Single-crystal elastic constants of Fe-15Ni-15Cr alloy// Metallurgical and Materials Transactions A, 2007. – V.35. – N.10. – P.3149-3154.

10. Пушин В.Г. Исследование структуры γ- и α-фаз в сплавах железо - никель вблизи точки мартенситного превращения. II. Неустойчивость кристаллической решётки и ближний порядок смещений в аустените / В.Г. Пушнин, Р.Р. Романова, Ю.Д. Тяпкин, Н.Н. Буйнов // Физика металлов и металловедение. – 1977. – Т.43. – №4. – С.826-832.

11. Speich G.R., Leslie W.C. Elastic constants of martensite// Metallurgical and Materials Transactions B, 1973. – V.4. – N.8. – P.1873-1875.

12. Пустовойт В.Н. Исследование механизма образования зародышей мартенсита при закалке в магнитном поле / В.Н. Пустовойт, Ю.В. Долгачев // Упрочняющие технологии и покрытия. – 2007. – №3. – С.4-7.

13. Петров Ю.Н. Дефекты и бездиффузионное превращение в стали / Ю.Н. Петров. – Киев: Наукова думка, 1978. – 262 с.

Материал поступил в редакцию 26.01.09.

V.N. PUSTOWOIT, Y.V. DOLGACHEV,
Y.A. KORNILOV, O.Y. SOROCHKINA

UNSTABLE OF THE CRYSTALLINE LATTICE BEFORE MARTENSITE TRANSFORMATION AND INFLUENCE OF THE EXTERNAL MAGNETIC FIELD IN THESE CONDITION

Will analysed thermodynamic conditions corresponding to unstable of crystalline lattice before martensite transformation, is considered phenomenas appearing in condition of unstable, is executed theoretical analysis of the possible structured conditions which detectable experimental, is considered phenomena superplasticity of martensite transformation at stretch in interval M_s-M_d and influence of magnetic field in this interval.

ПУСТОВОЙТ Виктор Николаевич (р.1940), заслуженный деятель науки, заведующий кафедрой «Физическое и прикладное материаловедение» ДГТУ, профессор, доктор технических наук (1980). Окончил РИСХМ (1962).
Область научных интересов: гипернеравновесные фазовые переходы в металлах, обработка металлов в магнитном поле, поверхностное упрочнение сталей и сплавов с использованием концентрированных потоков энергии.
Имеет более 300 научных публикаций.

ДОЛГАЧЕВ Юрий Вячеславович (р.1983), аспирант кафедры «Физическое и прикладное материаловедение» ДГТУ. Окончил ДГТУ (2007) по специальности «Материаловедение в машиностроении».
Область научных интересов: термическая обработка в магнитном поле.
Имеет 6 научных публикаций.

КОРНИЛОВ Юрий Анатольевич (р.1944), профессор кафедры «Физическое и прикладное материаловедение», кандидат технических наук (1986). Окончил РИСХМ (1971).
Область научных интересов: термическая обработка инструментальных сталей в магнитном поле.
Имеет более 20 научных публикаций.

СОРОЧКИНА Оксана Юрьевна, старший преподаватель кафедры «Физическое и прикладное материаловедение», кандидат технических наук (2005 г.). Окончила ДГТУ (1995).
Область научных интересов: термическая обработка инструментальных сталей в магнитном поле.
Имеет более 12 публикаций.

yuridol@mail.ru